

ORIGINAL

回転機研究会資料

資料番号

RM-73-3

单相誘導電動機の同期クローリング と騒音に関する一考察

齊藤 兆古

(法政大学)

1973年6月28日

社団法人 電気学会

東京都千代田区有楽町1の11

単相誘導電動機の同期クローリングと騒音に関する一考察

斎藤 兆吉 (法政大学 工学部)

1. まえがき

従来から多相かご形誘導電動機においては起磁力分布やスロットパーミアンスの空間的変動に起因して生ずる空間高調波が存在するために非同期クローリングや同期クローリング、騒音等の諸現象が発生し、電動機の性能に極めて有害な影響を与えることが知られている。

本論文は単相誘導電動機の起磁力分に起因する空間高調波による異状トルクと騒音についてテンソル解析法を用いて解析を行なった結果の概要を報告するものである。

通常、単相誘導電動機はコンデンサー分相またはくま取りコイルによって起動されるが、この中でコンデンサー分相起動によるものは定格運転状態においては補助巻線回路は切り離なされている。従って、騒音は大部分定格運転時に問題となり、異状トルクは起動時に問題となるため、本論文では騒音については純単相の場合について解析を行ない、異状トルクについてはコンデンサー分相として運転した場合について解析を行なっている。その結果、理論値と実験値が比較的よく一致した。なお、本論文で使用する記号は回転機研究会資料(多相かご形誘導電動機の空間高調波に関する研究)と同じであるから参照されたい。

2. 理論

<2.1> 基礎インピーダンス行列と座標変換 1次側の起磁力分布に起因して生ずる空間高調波の次数は $p\omega_1 = p(2A \pm 1)$ であって、2次のかご形導体1本の起磁力分布によって発生する空間高調波の次数は $\omega_2 = 1, 2, 3, \dots$ であり、これらの1次側2次側の空間高調波の次数が一致するには $p\omega_1 = \omega_2$ なる条件が必要であって、これを満足する空間高調波の次数について1次2次間で相互インダクタンスが成り立つ。

純単相誘導電動機の基礎インピーダンス行列はコンデンサー分相電動機の補助巻線回路のインピーダンスが無限大となった場合と等価であるからコンデンサー分相電動機の基礎インピーダンス行列を理論の出発点とする。

1次側は主巻線と補助巻線(記号 \prime が補助巻線の値を示す。)で $2p$ 極を持ち、2次側は2次各導体が1相を形成する単相誘導電動機の基礎インピーダンス行列は、 C をコンデンサー、 $\theta' = \theta - \pi/2$ として次式で与えられる。

$$[Z] = \left[\begin{array}{c|c} [Z_{11}] & [M_{12}] \\ \hline [M_{21}] & [Z_{22}] \end{array} \right] \quad \dots (2.1)$$

$$[Z_{11}] = \begin{array}{|c|c|} \hline R_1 + \frac{d}{dt} \left\{ \sum_{\omega_1} L_{\omega_1} + l_1 \right\} & \\ \hline & R_1' + \frac{d}{dt} \left\{ \sum_{\omega_1'} L_{\omega_1}' + l_1' \right\} + \frac{1}{c} \frac{d}{dt} \\ \hline \end{array}$$

$$[M_{12}] = [M_{21}]_t$$

$$= \frac{d}{dt} \sum_{\omega_1} \begin{array}{|c|c|c|} \hline M_{p\omega_1} \cos \omega_1 \theta & M_{p\omega_1} \cos \omega_1 \left(\theta + \frac{2\pi p}{n} \right) & \cdot M_{p\omega_1} \cos \omega_1 \left(\theta + \frac{n-1}{n} 2\pi p \right) \\ \hline M_{p\omega_1}' \cos \omega_1 \theta' & M_{p\omega_1}' \cos \omega_1 \left(\theta' + \frac{2\pi p}{n} \right) & \cdot M_{p\omega_1}' \cos \omega_1 \left(\theta' + \frac{n-1}{n} 2\pi p \right) \\ \hline \end{array}$$

[Z₂₂]は回転機研究資料(m相ガコ形誘導電動機の空調高調に関する研究)と同じである。(2.1)式を次式に示す行列で(2.3)式の演算によって座標変換を行う。

$$[n] = \frac{1}{\sqrt{n}} \begin{array}{|c|c|c|c|c|} \hline \sqrt{n} & & & & \\ \hline & \sqrt{n} & & & \\ \hline & & 1 & 1 & \cdot & 1 \\ \hline & & 1 & \beta & \cdot & \beta^{n-1} \\ \hline & & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \hline & & 1 & \beta^{n-1} & \cdot & \beta \\ \hline \end{array} \quad \dots (2.2)$$

$$[Z]' = [n] [Z] [n]^* \quad \dots (2.3)$$

ここで、 $\beta = \varepsilon^j \frac{2\pi}{n}$

(2.3)式の結果は、

$$(a) \quad n(1 + g + g') = 2p(A + R' + 1) = p\omega_1 + p\omega_1'$$

$$(b) \quad n(1 + g + g') \neq 2p(A + R' + 1)$$

の2個のケースに分類される。(2.3)式の結果で相互インダクタンス行列[M₁₂]'の項のみ取り出して次式に示す。

〔a〕

$\frac{d\sqrt{n}}{dt} \cdot 2$	$\cdot \frac{\sum M \varepsilon^{j(gn+\delta)} \frac{\theta}{P}}{g^{n+r}} + \frac{\sum M \varepsilon^{-j(1+g'n-\delta)} \frac{\theta}{P}}{1+g'n-r}$	$\cdot \frac{\sum M \varepsilon^{-j(gn+\delta)} \frac{\theta}{P}}{g^{n+r}} + \frac{\sum M \varepsilon^{j(1+g'n-\delta)} \frac{\theta}{P}}{1+g'n-r}$	\cdot
	$\cdot \frac{\sum M' \varepsilon^{j(gn+\delta)} \frac{\theta'}{P}}{g^{n+r}} + \frac{\sum M' \varepsilon^{-j(1+g'n-\delta)} \frac{\theta'}{P}}{1+g'n-r}$	$\cdot \frac{\sum M' \varepsilon^{-j(gn+\delta)} \frac{\theta'}{P}}{g^{n+r}} + \frac{\sum M' \varepsilon^{j(1+g'n-\delta)} \frac{\theta'}{P}}{1+g'n-r}$	\cdot

〔b〕

$\frac{d\sqrt{n}}{dt} \cdot 2$	$\cdot \frac{\sum M \varepsilon^{j(gn+\delta)} \frac{\theta}{P}}{g^{n+r}}$	$\cdot \frac{\sum M \varepsilon^{-j(gn+\delta)} \frac{\theta}{P}}{g^{n+r}}$	\cdot
	$\cdot \frac{\sum M' \varepsilon^{j(gn+\delta)} \frac{\theta'}{P}}{g^{n+r}}$	$\cdot \frac{\sum M' \varepsilon^{-j(gn+\delta)} \frac{\theta'}{P}}{g^{n+r}}$	\cdot

また, $[Z_{11}]' = [Z_{11}]$ であって, $[Z_{22}]'$ は回転機研究会資料 (m 相カゴ形誘導電動機の空間高調波に関する研究) と同じである。

〈2.2〉 電流およびトルク (2.3) 式のインピーダンス行列と, オ1行オ2行に $\sqrt{2} V \cos \omega t$ なる電圧を持つ電圧行列および電流行列が次の基本式が成り立つ。

$$[V] = [Z]' \cdot [I] \quad \dots (2.4)$$

(2.4) 式は非線形の連立微分方程式であるが, オ1近似として相互インダクタンス行列で同行同列に存在する空間高調波の相互インダクタンスが互に独立と仮定すれば電流行列は計算できる。たとえば (a) のケースに対する電流行列は次式で与えられる。

$$[I] = \sum_g \sum_{g'} \begin{matrix} I_1 \varepsilon^{j\omega t} + I_1^* \varepsilon^{-j\omega t} \\ I_1' \varepsilon^{j\omega t} + I_1'^* \varepsilon^{-j\omega t} \\ \cdot \\ \cdot \\ I_1 \varepsilon^{j\{\omega t - (gn+\delta)\frac{\theta}{P}\}} + I_1^* \varepsilon^{-j\{\omega t + (gn+\delta)\frac{\theta}{P}\}} + I_1 \varepsilon^{j\{\omega t + (1+g'n-\delta)\frac{\theta}{P}\}} + I_1^* \varepsilon^{-j\{\omega t - (1+g'n-\delta)\frac{\theta}{P}\}} \\ \cdot \\ \cdot \\ I_1 \varepsilon^{j\{\omega t + (gn+\delta)\frac{\theta}{P}\}} + I_1^* \varepsilon^{-j\{\omega t - (gn+\delta)\frac{\theta}{P}\}} + I_1 \varepsilon^{j\{\omega t - (1+g'n-\delta)\frac{\theta}{P}\}} + I_1^* \varepsilon^{-j\{\omega t + (1+g'n-\delta)\frac{\theta}{P}\}} \\ \cdot \\ \cdot \end{matrix} \dots (2.5)$$

トルクの一形式は次式で与えられる。(3)

$$C = \frac{p}{4\omega_m} \left[([I]_t^*) \left\{ \frac{\partial}{\partial t} [z]' \right\} \cdot [I] \right] \quad \dots (2.6)$$

(2.5) 式の電流行列によるトルクを(2.6)式で計算し、その結果で、 $g_n + \delta$ 次の空間高調波の相互インダクタンスを通して発生するトルクの項のみを示せば次式で与えられる。 $C = C_1 + C_2 + C_3 + C_4$ として、トルクは

$$C_t = C + C^* \quad \dots (2.7)$$

となり、各項はそれぞれ次式で与えられる。

$$C_1 = j \frac{\sqrt{n}(g_n + \delta)}{4} \left[M_{g_n + \delta} \left\{ I_1^* \cdot I_{g_n + \delta} + I_1 \cdot I_{g_n + \delta}^* \right\} + M'_{g_n + \delta} \left\{ I_1'^* \cdot I_{g_n + \delta}' + I_1' \cdot I_{g_n + \delta}'^* \right\} \right] \varepsilon^{-j(g_n + \delta) \frac{\pi}{2p}}$$

$$C_2 = j \frac{\sqrt{n}(g_n + \delta)}{4} \left[M_{g_n + \delta} \left\{ I_1 \cdot I_{\frac{1}{1+g+n-\delta}} \varepsilon^{j\{2\omega t + (1+g+g')\frac{n\theta}{p}\}} + I_1^* \cdot I_{\frac{1}{1+g'n-\delta}}^* \varepsilon^{-j\{2\omega t - (1+g+g')\frac{n\theta}{p}\}} \right\} \right. \\ \left. + M'_{g_n + \delta} \left\{ I_1' \cdot I_{\frac{1}{1+g'n-\delta}} \varepsilon^{j\{2\omega t + (1+g+g')\frac{n\theta}{p}\}} + I_1'^* \cdot I_{\frac{1}{1+g'n-\delta}}'^* \varepsilon^{-j\{2\omega t - (1+g+g')\frac{n\theta}{p}\}} \right\} \right] \varepsilon^{-j(g_n + \delta) \frac{\pi}{2p}}$$

$$C_3 = j \frac{\sqrt{n}(g_n + \delta)}{4} \left[M_{g_n + \delta} \left\{ I_1^* \cdot I_{\frac{1}{1+g'n-\delta}} + I_1 \cdot I_{\frac{1}{1+g'n-\delta}}^* \right\} \varepsilon^{j(1+g+g') \frac{n\theta}{p}} \right. \\ \left. + M'_{g_n + \delta} \left\{ I_1'^* \cdot I_{\frac{1}{1+g'n-\delta}} + I_1' \cdot I_{\frac{1}{1+g'n-\delta}}'^* \right\} \varepsilon^{j(1+g+g') \frac{n\theta}{p}} \right]$$

$$C_4 = j \frac{\sqrt{n}(g_n + \delta)}{4} \left[M_{g_n + \delta} \left\{ I_1^* \cdot I_{g_n + \delta}' \varepsilon^{-j2\omega t} + I_1 \cdot I_{g_n + \delta} \varepsilon^{j2\omega t} \right\} + M'_{g_n + \delta} \left\{ I_1'^* \cdot I_{g_n + \delta}' \varepsilon^{-j2\omega t} \right. \right. \\ \left. \left. + I_1' \cdot I_{g_n + \delta} \varepsilon^{j2\omega t} \right\} \varepsilon^{-j(g_n + \delta) \frac{\pi}{2p}} \right]$$

ここで、 C_1 は非同期トルクであり、 C_2 は $s = 1 \pm 2p/n(1+g+g')$ のすべりで有効トルクを発生する回転時同期トルクの項であって、このすべり以外では振動トルクとなる。 C_3 は静止時同期トルクの項で、 C_4 は電源の2倍の周波数を持つ振動トルクである。

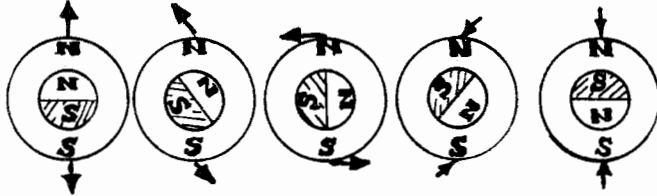
< 2.3 > 振動トルクによる分布力 < 2.2 > で述べた C_2 , C_3 , C_4 は同期速度以外では振動トルクとなり、これはオイ図に示している例のように分布力となる。これらの振動トルクによる分布力の次数は振動トルクを発生する空間高調波の持つ極数と同じである。即ち、(2.7)式で C_2 の項による分布力の極数は $2(g_n + \delta)$ である。従って、基本波の相互インダクタンスを通して生ずる振動トルクの項が最低次の分布力の次数を持つために最も重要な騒音源となる。具体的な例として、

$$C_2' = j \frac{\sqrt{n}}{4} p \cdot M_p \cdot I_1 \cdot I_{n-p} \varepsilon^{j\{2\omega t + \frac{n\theta}{p}\}}$$

なる振動トルクによる分布力を考えると、この分布力は次式で与えられる。

$$F_s = I_{11}^2 \frac{\mu_0}{4} \cdot \frac{K_p}{G^2} \cdot \frac{2}{\pi} \cdot \frac{\sqrt{n}}{p} \cdot \frac{\omega \left\{ \frac{n}{p} - \frac{1}{p} (n-p) s \right\} \frac{\sqrt{n}}{2} M_{n-p}}{\sqrt{R_2^2 + \left[\omega \left\{ \frac{n}{p} - \frac{1}{p} (n-p) s \right\} \left\{ \frac{\sqrt{n}}{2} L_{gn+p} + l_2 \right\} \right]^2}}$$

[N/m²]
 …… (2.8)



オ1図 振動トルクによる分布力

(記号)

- K_p : 基本波の巻線係数
- μ_0 : 空気中の透磁率
 $4\pi \times 10^{-7}$ [H/m]
- G : ギャップ長

<2.4> 1次2次間の溝高調波による分布力 これは従来の理論で知られているもので多相の場合については多くの計算例があるが単相の場合はほとんど定量的な計算は行なわれていない。⁽¹⁾ 従って、多相の場合と異なる点のみを述べることにする。単相の場合は多相の場合と異なり完全な回転磁界を形成しないため、対称座標法でいう逆相分電流が存在する。よって2次側が発生する溝高調波の磁界は正相、逆相それぞれの電流に起因するものと考えなければならぬ、さらに1次側が発生する溝高調波も両方向に回転する磁界を考えなければならぬ。具体的な例として、
 $\{2 + n(1-s)/p\} \cdot f$ [Hz] なる周波数で、 $n_s - n$ 次の次数を持つ分布力の大きさは次のようになる。(n_s は1次溝数、 $I_{11} = \sqrt{2} I_1$)

$$F_1 = I_{11}^2 \frac{\mu_0}{4} \cdot \frac{K_{n_s+p}}{G^2} \cdot \frac{2}{\pi} \cdot \frac{\sqrt{n}}{(n+p)} \cdot \frac{s \omega \cdot \frac{\sqrt{n}}{2} M_p}{\sqrt{R_2^2 + \left\{ s \omega \left(\frac{\sqrt{n}}{2} L_{gn+p} + l_2 \right) \right\}^2}} \quad [N/m^2]$$

…… (2.9)

(2.9) 式は2次側の正相電流によって生ずるオ $n+p$ 次の溝高調波と1次側の逆相方向に回転するオ n_s+p 次の溝高調波、それぞれの磁界によって生ずる分布力である。そして、2次側の逆相電流によって生ずるオ $n-p$ 次の溝高調波と1次側の正相方向に回転するオ n_s-p 次の溝高調波、それぞれの磁界によって生ずる分布力は

$$F_2 = I_{11}^2 \frac{\mu_0}{4} \cdot \frac{K_{n_s-p}}{G^2} \cdot \frac{2}{\pi} \cdot \frac{\sqrt{n}}{(n-p)} \cdot \frac{(2-s) \omega \frac{\sqrt{n}}{2} M_p}{\sqrt{R_2^2 + \left\{ (2-s) \omega \left(\frac{\sqrt{n}}{2} L_{gn+p} + l_2 \right) \right\}^2}} \quad [N/m^2]$$

…… (2.10)

で表わされる。

(2.9)式と(2.10)式の分布力は同一の周波数、次数であり、両者の分布力を合成したものは両者のベリトル和を考へればよい。

<4.3> 騒音 騒音レベルの定量的な計算を行なうためには分布力によって生ずる固定子棒の振動を計算し、それらの振動によって空气中に伝達される音量を算定しなければならない。従って、最も重要なものは固定子棒の運動方程式にあるが、従来の固定子棒を円筒とみなす理論を用いて計算を行なう。文献(1)によれば固定子棒の表面上における騒音レベルは次式で表わされる。

$$20 \log \frac{V_r}{2\pi} \sqrt{N_r} \cdot 10^9 \quad [\text{ホン}] \quad \dots (2.11)$$

(記号)

$$V_r = \frac{R \cdot N}{E \cdot h} \cdot \frac{F_c}{i^2 (r^2 - 1)} \cdot h_r \cdot 2\pi f_r$$

f_r : 分布力の周波数
 E : 電気鉄板のヤング率
 $2.1 \times 10^6 \text{ Kg/cm}^2$
 $[cm/Aec]$

N_r : r 次の分布力による固定子表面上の振動を固定子表面上の音量に換算する係数

R : 回転子半径+ギャップ長

h : 固定子スロットの底から固定子棒の表面までの厚さ

r : 分布力の次数

$$i = \frac{h}{2\sqrt{3} N}, \quad F_0 = \frac{83750}{N\Delta}, \quad F_{br} = F_0 \cdot i \cdot \frac{r(r^2-1)}{\sqrt{r^2+1}}, \quad F_{er} = F_0 \cdot \sqrt{r^2+1}$$

$$\beta = \frac{f_r}{F_0}, \quad h_r = \frac{r^2 - \beta^2}{\left\{ \beta^2 - \left(\frac{F_{br}}{F_0} \right)^2 \right\} \left\{ \beta^2 - \left(\frac{F_{er}}{F_0} \right)^2 \right\}}$$

Δ : 固定子棒の重量を固定子棒の重量と歯部の重量の和で割ったもの

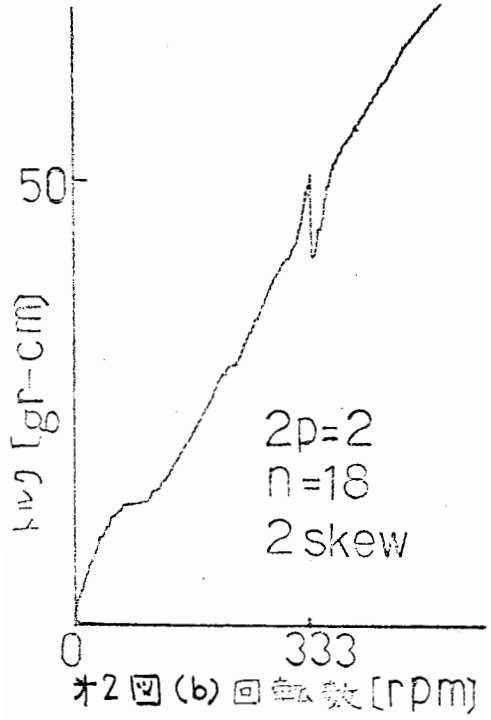
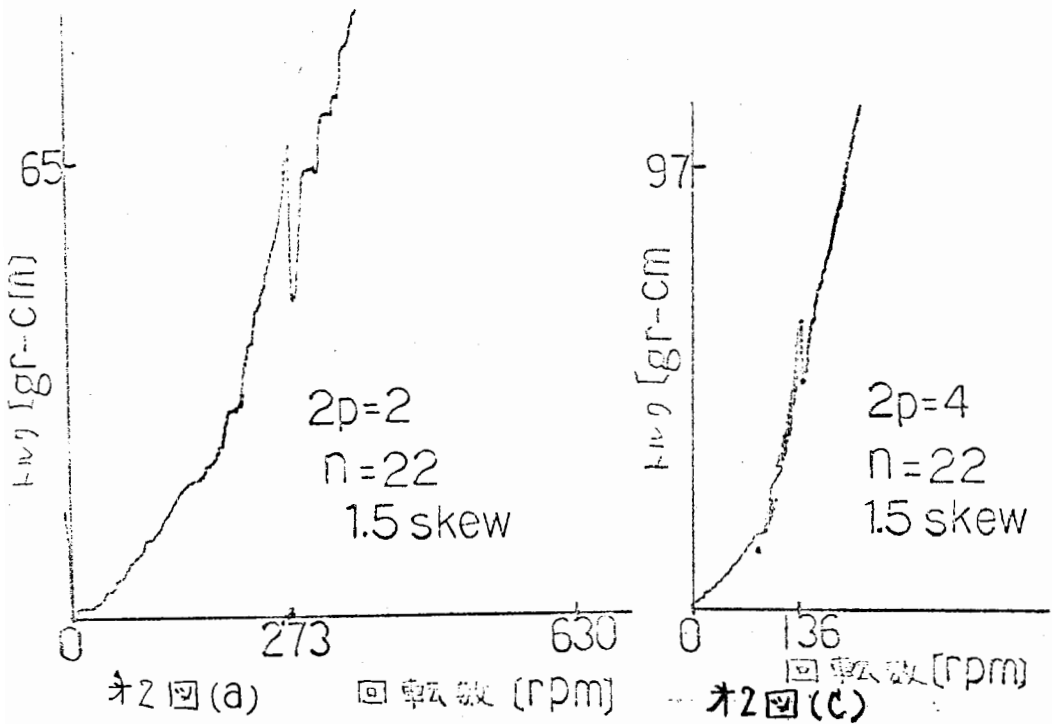
N : 固定子棒の平均半径 F_c : 分布力 Kg/cm^2

3. 実験

<3.1> 純単相における異相トルク⁽²⁾ オ2回(a)~(c)に純単相誘導電動機の回転時同期リローリングの実測例を示し、オ1表に、理論よりこの同期トルクに寄与する1次側2次側間の空間高調波の組み合せと同期速度の計算値を示す。

オ1表

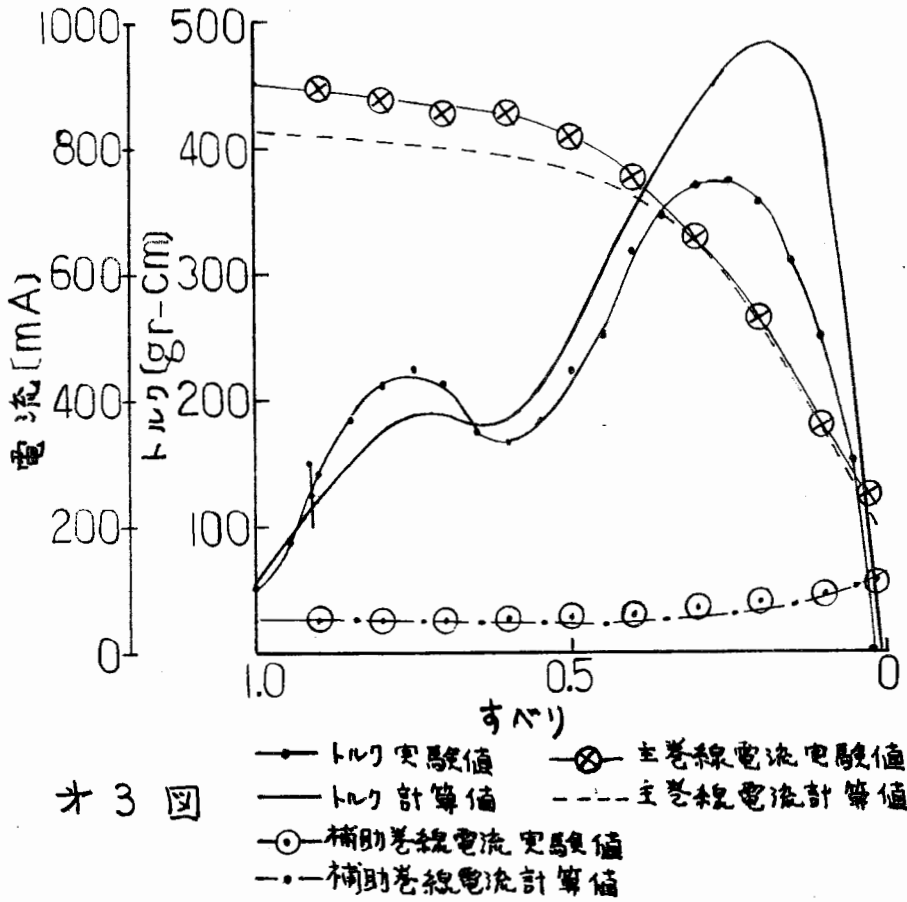
(a) $n=22, p=1$	ω_1	1	3	5	7	9	11	13	15	17	19	21	273 [rpm]
	ω_1'	21	19	17	15	13	11	9	7	5	3	1	
(b) $n=18, p=1$	ω_1	1	3	5	7	9	11	13	15	17	333 [rpm]		
	ω_1'	17	15	13	11	9	7	5	3	1			
(c) $n=22, p=2$	ω_1	1	3	5	7	9	11	13	15	17	19	21	136 [rpm]
	ω_1'	21	19	17	15	13	11	9	7	5	3	1	



オ 2 表

$V = 50$ [V]	$2p = 2$
$R_1 = 14.74$ [Ω]	$R_2 = 51.16$ [Ω]
$R_2 = 1.698 \times 10^{-3}$ [Ω]	$C = 3$ [4F]
$\omega \left\{ \sum_{j=1}^n L_{j1} + l_1 \right\} \doteq 255.56$ [Ω]	
$\omega \left\{ \sum_{j=1}^n L'_{j1} + l'_1 \right\} \doteq 1022.25$ [Ω]	
$\omega \frac{n}{2} \left\{ \sum_{j=1}^n L_{gn+p} + l_2 \right\} \doteq 1.92 \times 10^{-2}$ [Ω]	
$\omega \frac{n}{2} \left\{ \sum_{j=1}^n L_{gn+3p} + l_2 \right\} \doteq 0.413 \times 10^{-2}$ [Ω]	
$\omega \frac{\sqrt{n}}{2} M_p \doteq 1.48$ [Ω]	
$\omega \frac{\sqrt{n}}{2} M_{3p} \doteq 0.08$ [Ω]	
$\omega \frac{\sqrt{n}}{2} M_{19p} \doteq 60.07 \times 10^{-5}$ [Ω]	
$\omega \frac{\sqrt{n}}{2} M_{21p} \doteq 51.60 \times 10^{-5}$ [Ω]	
$n_s = 20$	$n = 22$

< 3.2 > コンデンサー分相における異状トルク⁽³⁾ オ 2 表に示す仕様の供試電動機の実験値と計算値の結果をオ 3 図に示す。



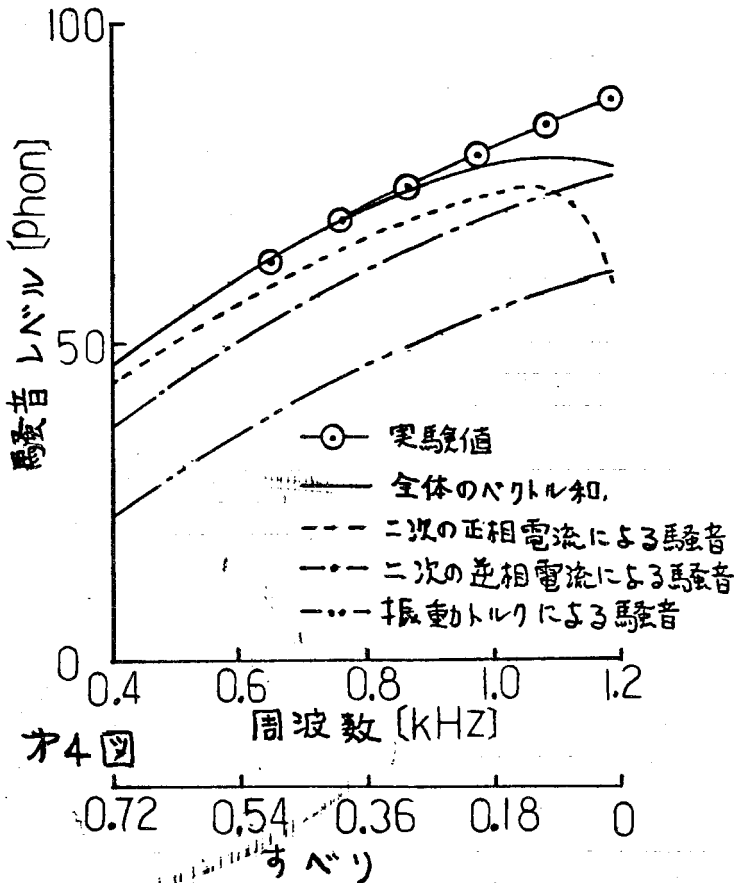
オ 3 図

オ 2 表内の空間高調波に対するリアクタンスは 1 次 2 次間のギャップ中の値で近似し、埋れリアクタンスは基本波の 1 割と仮定している。(空間高調波のリアクタンス算定の手法については文献(4)参照)

< 3. 3 > 騒音 オ 3 表に供試電動機の仕様を示す。オ 4 図に固定子枠上の振動速度を固定子表面との騒音レベルに換算した実験値と計算値の比較を示す。

オ 3 表

$I_n = 1$ [A]	$2p = 22$	$G = 0.5$ [mm]	$R_2 = 0.21 \times 10^{-2}$ [Ω]
$n_s = 24$	$n = 22$	$K_p = 237.2$	$K_{25p} = 1.03$
$K_{23p} = 0.47$	$r = 2$	$h = 0.85$ [cm]	$N = 4.75$ [cm]
$\Delta = 0.961$	$R = 2.76$ [cm]	$F_0 = 18$ [kHz]	$F_{02} = 2.49$ [kHz]
$F_{22} = 40.2$ [kHz]	$f_2 = 50 \{2 + 22(1-5)\}$ [Hz]	$N_2 = (f_2 \times 9.8(1 + \pi/34300))^6 \times 10^2$	
$\omega \frac{\sqrt{2}}{2} M_p = 1.22$ [Ω]	$\omega \frac{\sqrt{2}}{2} M_{21p} = 21 \times 10^{-6}$ [Ω]	$\omega \left\{ \frac{m}{2} \sum L_{gntp} + \frac{1}{2} \right\} = 1.5 \times 10^2$ [Ω]	



< 3.3 > 実験結果の吟味 純単相における異状トルクで非同期クローリングの問題はよく知られてゐるが、ここでは同期クローリングの実験例を示し、定性的には理論値と実験値がよく一致することを示した。

コンデンサー分相における異状トルクで、計算値は基本波、オ3、オ19、オ24次の空間高調波を考慮して計算を行なつてゐる。オ3回で基本波とオ3次空間高調波の非同期トルクは計算値で機械損、鉄損を考慮してゐないことを考えれば比較的よく一致してゐる。特にオ3次空間高調波の非同期トルクは基本波と2次のインポーダンスが異なるためによく一致する。(従来の理論では共通の2次インポーダンスとなるため非同期トルクの大きさはより小さく計算される。) オ3回で $S = 10/11 \approx 0.91$ のすべりで同期トルクが発生するが、これには基本波とオ24次、オ3次とオ19次の空間高調波の組み合わせによるトルクが同時に寄与する。この同期トルクの大きさ(最大値から最小値まで)の実験値は約 21 [gr-cm] であり、計算値は 20 [gr-cm] である。従つて、測定器の誤差(X-Yレコーダと感圧素子)を考へても比較的よく一致する。オ3回で電流対すべり特性も比較的よく一致してゐる。

オ4回で、 $S \approx 0$ の点においては(2.10)式、即ち2次の逆相電流によ

って生ずる騒音が支配的となり、(2.8)式、即ち振動トルクによる騒音は比較的小さいがすべりの減少に対して単調増大となることがわかる。

(2.8)～(2.10)式の分布力をベクトルの的に合成したものによる騒音は比較的良好に実験値と一致する。

4. 結言

本研究では単相誘導電動機の起磁力分布によって生ずる空間高調波にテンソル解析法を適用して異状トルクと騒音の解明を行なった。

その結果次のようなことが解明された。

- (1) 異状トルクはオイ近似の電流解を用いて計算してもかなりよい精度で計算される。
- (2) 異状トルクは、空間高調波をそれぞれ独立とする仮定では実際値よりも小さく算定されるが、2次インピーダンスが各々の空間高調波の値によって異なることを考慮して精度よく計算される。
- (3) 騒音レベルはすべりが小さい範囲では2次の異相分電流によるものが支配的となる。
- (4) 振動トルクによる騒音は速度に比例して増加する。

本研究に多くの研究資料を与えて、指導して頂いた巖田伊一郎博士と論文作成について指導して頂いた本学教授山村龍男博士に厚くお礼を申し上げます。また計算に協力して頂いた本学計算センター角井政氏にお礼を申し上げます。

文 献

- (1) H. Jordan: Genäuscharme Electromotoren: 12N-ジ 1950
- (2) 斎藤 : 昭和47年電気学会全国大会 No. 504
- (3) 斎藤 : 昭和48年電気学会全国大会 No. 602
- (4) White and Woodson: Electromechanical Energy Conversion
603 No-ジ 1959 (Wiley)

原稿受付	昭和48年5月29日
------	------------